

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 23 (1950)
Heft: [3]: Supplementum 3. Internationaler Kongress über Kernphysik und Quantenelektrodynamik

Artikel: Apropos des divergences en théorie des champs quantifiés
Autor: Stueckelberg, E.C.G. / Rivier, D.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-422249>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

A propos des divergences en théorie des champs quantifiés

par E. C. G. Stueckelberg et D. Rivier, Genève.

Comme nous le montrons ailleurs¹⁾, la causalité impose à la matrice S qui décrit l'évolution d'un système une structure bien déterminée: lorsqu'on développe celle-ci suivant les opérateurs de translation dans l'espace des quanta, les coefficients $S^{(i)}[\tau''; u''\dots/\tau'; u'\dots]$ sont des intégrales multiples où n'apparaissent, à côté des champs liés à un seul point de l'espace temps, que les fonctions*):

$$D^c(x/y) = D^s(x/y) + \frac{i}{2} D^1(x/y) \quad x \neq y \quad (1)$$

Formellement, cette structure est aussi celle que l'on obtient par intégration invariante de l'équation différentielle²⁾ d'évolution du système à la différence suivante près: tandis que l'intégration conduit à une expression à première vue déterminée pour la matrice S , la construction causale de S laisse une certaine indétermination pour le noyau intégral formé des fonctions $D^c(x/y)$: en effet, de la manière dont ces fonctions sont introduites, il n'est pas possible de leur fixer a priori une valeur au point $x = y$. Cela est essentiel: en effet, si l'on définit aussi en $x = y$ la fonction $D^c(x/y)$ par (1) comme *doit* le faire l'intégration de l'équation différentielle, on est alors conduit à des coefficients $S^{(i)}[\dots]$ qui divergent en général. Par contre, l'indétermination de la fonction $D^c(x/y)$ au point $x = y$ permet une détermination a posteriori des noyaux intégraux qui conduisaient dans la théorie différentielle à des divergences; cette définition est univoque et donne une valeur finie aux coefficients $S[\dots]$. Comme nous allons le montrer, il subsiste après cela dans ces coefficients un certain arbitraire; mais celui-ci peut être partiellement éliminé par des considérations physiques.

Le procédé de définition des noyaux intégraux $\Delta^c(x/y)$ est appuyé sur le fait que les divergences proviennent essentiellement des singularités non intégrables des produits de fonctions $D^c(x/y)$, situées aux points $x = y$. Il est alors indiqué de définir les noyaux «vrais» à partir de ceux que donne l'intégration en leur ôtant leurs singularités non intégrables. On y parvient d'abord par l'utilisation

*) Pour les notations, voyez le second travail cité sous ²⁾.

d'un opérateur ϑ tel que $\vartheta \Delta^c(x/y)$ soit intégrable. Il suffit de prendre pour ϑ la multiplication par la fonction:

$$\vartheta^{(n)}(iz) = a_{\alpha_1 \dots \alpha_n} (iz^{\alpha_1}) \cdots (iz^{\alpha_n}) \quad (2)$$

où $z^{\alpha_i} = x^{\alpha_i} - y^{\alpha_i}$, avec sommation de 1 à 4 sur les indices vectoriels $\alpha_1 \dots \alpha_n$, et où n dépend de l'acuité de la singularité. Puis, pour conserver au résultat sa signification, il est nécessaire de multiplier la valeur de l'intégrale par un opérateur ϑ_s qui doit se réduire, dans le domaine où $\Delta^s(x/y)$ est intégrable, à l'inverse de ϑ .

La réalisation de ces opérations est simple dans l'espace de FOURIER; si nous écrivons (en prenant pour fixer les idées un terme du deuxième ordre):

$$S^{(2)}(\varphi''/\varphi') = \int (dx'')^4 \varphi''(x'') \Delta^c \varphi'(x'') \quad (3)$$

où:

$$\Delta^c \varphi'(x) = \frac{1}{2} \int (dx)^4 (D^c(x/y))^2 \varphi'(y)$$

il suffit d'étudier*):

$$\Delta^s \varphi(x) = \int (dy)^4 \Delta^s(x/y) \varphi(y) \quad (4)$$

où:

$$\Delta^s(x/y) = \frac{i}{4} (D^1 D^s + D^s D^1)(x - y)$$

qui s'écrit dans l'espace de FOURIER:

$$\Delta^s \varphi(x) = (2\pi)^{-3/2} \int dV(\vec{k}) \Delta^s(k) e^{ikx} \psi(\vec{k}) \quad (5)**)$$

avec:

$$\Delta^s(k) \sim \frac{i}{4} (2\pi)^{-3} \int (dp)^4 \left[\frac{\delta(p^2 + \varkappa_u^2)}{(k^2 - p^2 + \varkappa_u^2)} + \frac{\delta((k-p)^2 + \varkappa_u^2)}{p^2 + \varkappa_u^2} \right] \quad (6)$$

ou encore, en utilisant un algorithme dû à M. SCHWINGER³⁾ et en effectuant la translation⁴⁾ $p^\alpha \rightarrow p^\alpha + uk^\alpha$

$$\Delta^s(k) \sim \int (dp)^4 \Delta^s(k^2, p^2) \quad (6a)$$

avec:

$$\Delta^s(k^2, p^2) \sim -\frac{i}{4} (2\pi)^{-3} \int_0^1 du \delta'[p^2 + (\varkappa^2 + (u-u^2)k^2)] \quad (7)$$

*) Nous nous limitons au cas où τ'' et τ' dans $S^2[\tau'' \varphi''/\tau' \varphi']$ sont des surfaces à l'infini: $\tau'' = -\tau' = x^{4''} = \infty$.

**) $\psi(\vec{k})$ est la composante de FOURIER du paquet d'ondes $\varphi(x)$.

En lieu et place de l'intégrale (6a) qui *diverge* en général, comme c'est le cas ici, nous écrivons alors :

$$\mathcal{A}^s(k^2) = \underbrace{\int_0^{k^2} d(k^2) \dots \int_0^{k^2} d(k^2)}_{(n)} \int (dp)^4 \cdot \left(\frac{\partial}{\partial(k^2)} \right)^n \mathcal{A}^s(k^2, p^2) \quad (8)$$

où $n \geq 0$ est le plus petit entier tel que :

$$\int (dp)^4 \left(\frac{\partial}{\partial(k^2)} \right)^n \mathcal{A}^s(k^2, p^2) \quad (9)$$

ait un sens.

La vraie valeur du noyau $\mathcal{A}^s(k^2)$ est donc :

$$\mathcal{A}^s(k^2) = \mathcal{A}_{\text{déf}}^s(k^2) + b_0 + b_1 k^2 + \dots + b_{n-1} k^{2(n-1)} \quad (10)$$

où $\mathcal{A}_{\text{déf}}^s(k^2)$ est une fonction parfaitement définie de k^2 . Il s'introduit donc n constantes arbitraires b_i et dans l'espace x , $\mathcal{A}^s(x/y)$ n'est définie qu'à la série :

$$b_0 \delta(x-y) + b_1 \square \delta(x-y) + \dots + b_{n-1} \square^{(n-1)} \delta(x-y) \quad (11)$$

près, faisant apparaître des singularités intégrables à l'origine $x - y = 0$. Dans l'exemple choisi (6), on a $n=1$ et :

$$\mathcal{A}_{\text{déf}}^s(k^2) = \frac{1}{32 i \pi^2} \left[\text{Log } \alpha^2 \left(\frac{\alpha+1}{\alpha-1} \right)^\alpha - 2 \right] \quad \alpha^2 = 1 + \frac{4 \alpha^2}{k^2}$$

Nous avons étudié avec cette méthode les termes de seconde approximation et en partie ceux de la troisième. On peut brièvement résumer les résultats de la manière suivante :

Toutes les divergences dues à la limite supérieure infinie de k (catastrophe ultraviolette) disparaissent. Grâce aux constantes arbitraires b_i , dans l'approximation du *deuxième* ordre le terme appelé énergie propre ou masse propre du photon (ou du méson) peut être annulé (dans le cas du photon, il suffit pour cela de poser nulle une des constantes). Dans la même approximation, il est possible d'éviter une renormalisation de la charge : la charge induite Δe peut être annulée. Notons encore à propos de la deuxième approximation que le courant induit satisfait à l'équation de continuité, à moins que le potentiel inducteur soit lui-même induit par un courant ne satisfaisant pas à l'équation de continuité, cas offrant, semble-t-il, peu d'intérêt.

En *troisième* approximation et dans le cas de l'électrodynamique, l'étude du rapport des coefficients des opérateurs de mo-

ment intrinsèque $S^{\alpha\beta}$ et de moment orbital $L^{\alpha\beta}$ dans la matrice S montre que ce rapport, qui vaut $g_0 = 2$ en première approximation, s'écrit*):

$$g = g_0 + 2 \gamma_u \frac{\mu}{e}$$

où:

$e = \varepsilon (1 + a \varepsilon^2)$ charge de l'électron «renormalisée»

γ_u = masse de l'électron

$$\mu = \frac{1}{2\pi\gamma_u} \varepsilon^3$$

a est arbitraire; on obtient donc:

$$g = 2 + \frac{\varepsilon^2}{\pi} [1 - \varepsilon^2 (a + \dots)] \quad (13)$$

$\varepsilon^2 a \ll 1$ est nécessaire pour conserver un sens à un développement en ε . Donc, limité à ε^2 , notre résultat, qui coïncide avec celui de M. SCHWINGER⁵⁾, est indépendant d'une renormalisation de la charge.

Références.

- ¹⁾ E. C. G. STUECKELBERG et D. RIVIER, H. P. A. **23**, 215 (1950).
- ²⁾ Par exemple A. HOURIET et A. KIND, H. P. A. **22**, 319 (1949); D. RIVIER, H. P. A. **22**, 265 (1949).
- ³⁾ J. SCHWINGER, Phys. Rev. **75**, 651 (1949).
- ⁴⁾ Due aussi à M. SCHWINGER.
- ⁵⁾ J. SCHWINGER, Phys. Rev. **76**, 790 (1949).

*) Nous remercions M. T. GREEN qui nous a aidé dans l'évaluation du facteur μ .